第 64 卷 第 3 期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023 年 5 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.007

太阳风电子动力学不稳定性*

孙何雨†

(重庆邮电大学理学院 重庆 400065)

摘要 电子是太阳风粒子中最为重要的组分之一, 它可以通过多种机制对太阳风产生影响. 太阳风中的电子通常具有温度各向异性和束流两种非热平衡分布特征, 这些偏离热平衡分布的特征可以通过波粒相互作用激发电子不稳定性和等离子体波动, 激发的等离子体波动又可以通过波粒相互作用调制太阳风粒子的分布, 从而加热太阳风中的背景粒子. 因此电子动力学不稳定性在太阳风的演化过程中扮演了极为重要的角色. 详细介绍了太阳风中常见的电子动力学不稳定性, 并基于等离子体动力论, 详细介绍太阳风传播过程中所出现的各种不稳定性, 尤其是在近日球层和太阳大气区域所出现的电子声热流不稳定性以及低混杂热流不稳定性, 并分析其波粒相互作用机制, 以便更加深入地研究太阳风传播过程中的电子分布函数演化.

关键词 **太阳风, 磁场, 等离子体不稳定性, 哨声波**

中图分类号: P142; **文献标识码**: A

1 引言

太阳风是从太阳大气向外连续喷出的高温高速等离子体流, 是目前人类唯一可以实地探测的恒星风, 对地球磁场有较为明显的影响, 因此对于太阳风的研究一直广受天体物理学界的关注. 太阳风主要由电子、质子、少量的氦离子以及微量的重离子所组成, 其中质子和电子占据太阳风粒子的绝大部分. 由于电子的质量是质子的1/1836, 因此电子在宏观尺度上对于太阳风质量、动量、角动量等动力学特征的影响较小. 但是电子可以通过其热压力梯度来调节太阳风中的总动量平衡[1–2], 通过电子热流来调节太阳风中的总能量平衡[3–4]. 在小尺度上, 电子的热效应对于等离子体的动力学特征有着重要的影响, 这些影响反过来会作用于太阳风的整体演化. 在等离子体湍流的耗散问题上, 电子也扮演了重要的角色[5]. 因此在太阳风研究中, 电子是一个不可忽视的重要因素.

空间卫星的观测表明, 太阳风电子的速度分布函数经常处于非热平衡状态, 而太阳风等离子体十分稀薄, 因此通常被认为是无碰撞等离子体, 无法通过粒子间的碰撞使非热平衡状态的粒子趋于热平衡. 因此太阳风等离子体的集体行为仅能通过波粒相互作用来实现. 当太阳风电子速度分布严重偏离热力学平衡分布时, 自身可以产生电子动力学不稳定性, 从而激发等离子体波动. 这些波动又与背景等离子体进行波粒相互作用, 从而调制太阳风粒子分布函数, 这样便可以实现等离子体波动与太阳风粒子之间的能量传输. 这个过程中电子所激发的等离子体波动在太阳风中受到了较多的关注, 例如哨声波、电子声波、电子静电波等, 这些波动在观测中出现频率较高, 意味着太阳风环境中电子有着较为活跃的动力学特征. 通过波动和粒子相结合的研究, 我们可以得到太阳风中电子动力学的一般图

2022-09-26收到原稿, 2023-03-13收到修改稿

*重庆邮电大学科研启动基金项目(E011A2022320)资助

†sunhy@cqupt.edu.cn

像, 从而为解决太阳风加热加速问题提供参考.

2 太阳风中的电子分布特征及常见不稳定性

太阳风中的电子主要有两种非热平衡分布的特征: 一种是温度各向异性, 即电子的温度在平行于磁场方向和垂直于磁场的方向上有所差异; 另一种是束流, 一小部分电子在平行或反平行于背景磁场的方向上存在较高的漂移速度. 通过各种空间卫星对于太阳风的观测, 我们得知在1 AU附近, 太阳风电子主要由3种成分所组成: 低温高密度的核(core)电子(能量约10 eV, 95%相对数密度), 高温且有一定漂移速度的晕(halo)电子(能量约50 eV, 4%相对数密度)以及温度和漂移速度更高的束流(strahl)电子(能量约100–1000 eV, 1%相对数密度)[6–11]. Pilipp等[10]以及Štverák等[12]的工作表明核电子的速度在平行与垂直于磁场方向上的分布存在轴向不对称, 而Berčič等人于2019年的工作结果显示, 温度更高、数密度更低的晕电子也存在着温度各向异性[13]. 图1展示了太阳风中常见的3成分电子分布函数[14].

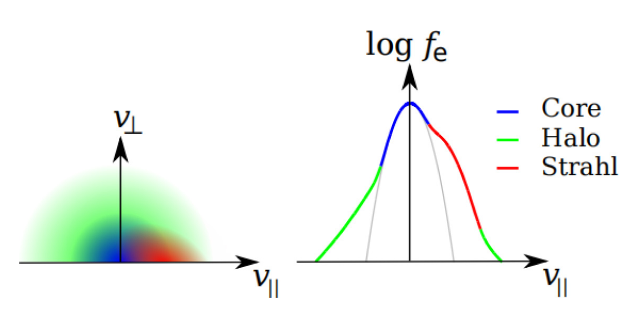


图 1 太阳风中典型的电子速度分布函数. 图中f_e为电子分布函数, $v_\perp$代表垂直于背景磁场的热速度, $v_\parallel$代表平行于背景磁场的热速度. 左: 在$(v_\perp, v_\parallel)$空间内电子速度的二维分布函数. 右: $v_\parallel$轴上面的函数分布. 蓝线代表核电子, 绿线代表晕电子, 红线代表束流电子[14].

Fig. 1 A typical electron distribution function in the solar wind. f_e is the distribution function of electrons, $v_\perp$ is the thermal velocity which perpendicular to the ambient magnetic field, $v_\parallel$ is the thermal velocity which parallel to the ambient magnetic field. Left panel: electron distribution function in $(v_\perp, v_\parallel)$ space. Right panel: the distribution function along the $v_\parallel$ axis. The blue curve represents core electrons, the green curve represents halo electrons and the red curve represents strahl electrons.

电子的温度各向异性和束流分布可以引发多种类型的等离子体不稳定性. 对于电子温度各向异性, 当电子垂直温度$T_{e\perp}$大于平行温度$T_{e\parallel}$时, 会引发电磁电子回旋不稳定性(也称哨声不稳定性)、电子镜像不稳定性以及Weibel不稳定性, 分别激发哨声波、电子镜像模式波以及Weibel模式波. Weibel模式波主要出现于非磁化等离子体中, 因此在太阳风环境中极为少见; 当$T_{e\perp} < T_{e\parallel}$时, 会引发平行电子火蛇管不稳定性、斜电子火蛇管不稳定性和寻常模不稳定性, 分别激发阿尔文波、斜电子火蛇管模式波和准垂直传播的寻常模式波. 而这些激发的波动会调制电子在平行和垂直方向上的温度, 使其低于激发阈值, 并趋于温度各向同性.

当$T_{e\perp} > T_{e\parallel}$时, 在平行方向上电磁电子回旋不稳定性会激发出右旋偏振的快磁声/哨声波. Kennel等人于1966年提出这个不稳定性的出现需要满足$\frac{T_{e\perp}}{T_{e\parallel}} - 1 > \frac{1}{\frac{|\omega_{ce}|}{\omega_r} - 1}$[15], 其中$\omega_{ce}$为电子回旋频率, ω_r为波动的实频. Gary[16]于1993年总结出激发的快磁声/哨声波的色散关系为

$$\frac{\omega_r}{\omega_{cp}} \simeq k_\parallel^2 d_p^2 \left[1 + \left(\frac{T_{e\perp}}{T_{e\parallel}} - 1\right) \frac{\beta_{e\parallel}}{2}\right],$$

其中ω_{cp}为质子回旋频率, $k_\parallel$为平行波数, d_p为质子惯性长度, $\beta_{e\parallel}$为电子在平行方向上的热压与磁压之比. 由于激发的波动频率远大于质子的特征频率, 因此电磁电子回旋不稳定性所激发的哨声波很少与太阳风中的质子进行波粒相互作用. Gary等[17]与Lazar等[18]的工作研究了各向异性的核电子和晕电子所激发的不稳定性, 研究发现, 晕电子的各向异性同样可以激发平行传播的哨声波, 激发机制与各向异性的核电子相同, 均通过电子与波动之间的电子回旋共振产生. Zhao等人通过分析MMS (Magnetospheric Multiscale)卫星数据, 发现在地球磁鞘区域, 也有大量的电磁电子回旋不稳定性被激发. 并且由于电子束流的影响, 导致沿着磁场正反方向传播的电磁电子回旋不稳定性强度有所区别[19].

在倾斜于背景磁场的方向上, $T_{e\perp} > T_{e\parallel}$可以激发出电子镜像不稳定性, 这种不稳定性的实频为0. 这种不稳定性由Basu等人于1984年首先发现, 当

时称为field-swelling不稳定性[20]. Pokhotelov等人于2002年的研究工作认为电子镜像力是驱动这种不稳定性的根本因素, 因而将其命名为电子镜像不稳定性[21]. 电磁电子回旋以及电子镜像不稳定性均是在垂直温度各向异性条件下所激发, 但是它们激发的角度有所不同. 针对于这两种不稳定性的强度问题, Gary等人于2006年进行了详细的比较, 研究表明电磁电子回旋不稳定性在$0.1 \leqslant \beta_{e\|} \leqslant 1000$的条件下具有更强的生长率, 并且有着更低的激发阈值[22].

在$T_{e\perp} < T_{e\|}$的条件下, 两种电子火蛇管不稳定性会被激发. 它们分别是平行方向上的周期火蛇管不稳定性和斜方向上的非周期火蛇管不稳定性. 周期电子火蛇管不稳定性由Hollweg等人于1970年首先发现[23], 在温度各向异性较弱时, 反传、右旋的快磁声/哨声波会被激发; 当温度各向异性增强时, 便会变为左旋偏振的快磁声/哨声波. 非周期电子火蛇管不稳定性由Paesold等人于1999年首先发现[24], 该不稳定性会激发非传播的波动($\omega_r = 0$), 他们还对比了两种火蛇管不稳定性的强度, 研究表明当参数相同时, 非周期电子火蛇管不稳定性会具有更强的生长率. 此外, 在准垂直方向上还会出现寻常模不稳定性, 它可以在准垂直方向上激发寻常模式波, 这种波动的实频处于$n\omega_{ce}$和$(n+1)\omega_{ce}$之间, 其中n为自然数[25]. 图2展示了在$(T_{e\perp}/T_{e\|}, \beta_e)$空间中, 电磁电子回旋、电子镜像以及周期电子火蛇管不稳定性的分布, 并且将实际观测到的电子分布参数加入进行了对比. 图2中明确地显示出, 太阳风中的电子各向异性分布被温度各项异性不稳定性所约束, 但此研究忽视了非周期电子火蛇管不稳定性的影响[26].

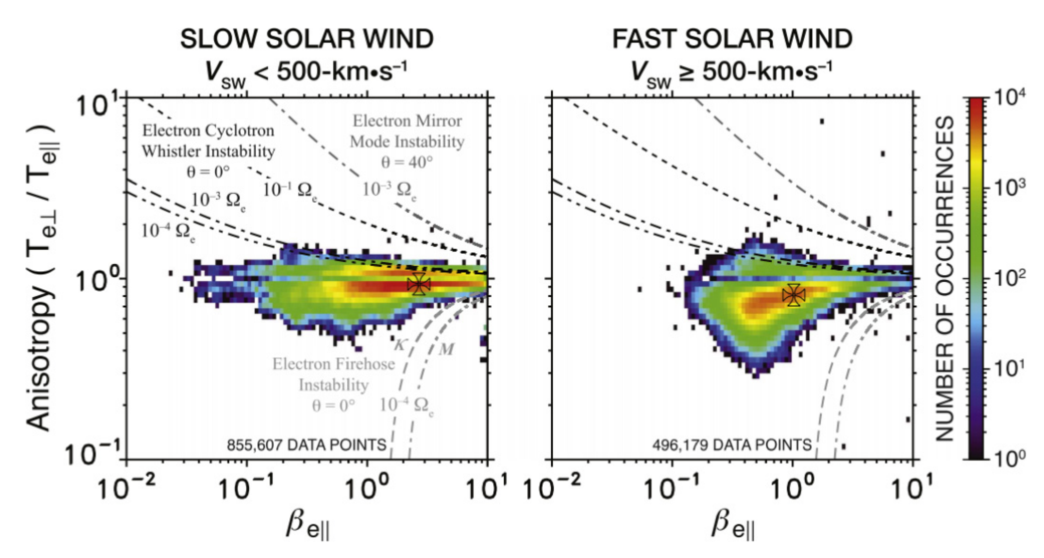


图 2 由Wind卫星所观测到的太阳风中的电子温度在$(T_{e\perp}/T_{e\|}, \beta_e)$空间中的分布. 左图为慢太阳风中的观测结果, 右图为快太阳风中的观测结果[26]. 图中V_{SW}代表太阳风速度, θ代表波动的传播角.

Fig. 2 The distribution of solar wind electron temperatures in $(T_{e\perp}/T_{e\|}, \beta_e)$ space observed by Wind space craft. Left: observation data in slow solar wind. Right: observation data in fast solar wind[26]. V_{SW} is the solar wind velocity and θ is the propagating angle of plasma waves.

相较于电子温度各向异性条件, 电子束流在近段时间受到了更多的关注. 电子束流在不同条件下会激发多种模式的等离子体波动, 如阿尔文波、平行磁声/哨声波、斜磁声波以及静电模式的朗缪尔波、电子声波等. 对于以上由电子束流所激发的波动, Gary[27–28]于1985年详细地总结出了太阳风中常见的静电不稳定性以及其激发源、特征频率、特征波数以及激发环境等特征, 如表1所示, 表格

中ω_r为波动实频, ω_{ce}为电子回旋频率, k为波数, v_e为背景电子热速度, v_b为束流电子热速度, v_{0b}为束流电子漂移速度, v_{0c}为背景电子漂移速度, k_e为电子惯性长度归一后的波数, k_{hot}为电子惯性长度归一后的波数, c_s为各个成分的声速, T_i、T_e、T_b分别为质子、背景电子、束流电子的温度. T_{cool}和T_{hot}分别代表双成分电子里面较冷成分和较热成分的温度, k_{cool}和k_{hot}分别代表双成分电子里面较冷成分和较热成分用惯性长度归一后的波数. c_{cool}为较冷成分的声速. 针对于上述静电不稳定性, Lu等人于2005年利用PIC (Particle In Cell)模拟进行了详细的研究, 1维的PIC模拟显示, 朗缪尔波、电子声波以及束流模式静电波均能被电子束流激发[29]. Sentman等人在1983年提出电子束流的漂移速度在高于某个阈值时, 可以激发斜传播哨声波[30]. 不同的束流漂移速度会引起不同的束流不稳定性, 但是如何在实际环境中辨认波动模式, 是一个复杂的问题. Shi等人于2020年研究了木星极区中所观测到的由电子束流激发的波动, 结合理论计算认为木星极区中的电子束流激发的是哨声波而非静电波[31]. 这些由束流电子所激发的等离子体波动可以与太阳风中的粒子进行波粒相互作用, 一方面消耗束流电子的自由能激发等离子体波动, 一方面激发的等离子体波动又反过来调制粒子的分布函数, 从而实现对于电子束流的调制、散射以及对于背景粒子的加热.

表 1 电子束流激发的静电不稳定性[27]
Table 1 Electrostatic instabilities driven by electron beam[27]

Name	Source	Frequency	Wave Vector	Conditions
Langmuir beam	beam-core drift velocity	$\omega_r^2=\omega_{ce}^2+3k^2v_e^2$	$k \ll k_e$	$n_b/n_e < (v_b/v_{0b})^3$
Electron beam	beam-core drift velocity	$\omega_r \simeq kv_{0b}$	$k \ll k_e$	$n_b/n_e > (v_b/v_{0b})^3$
Conventional ion acoustic	core-ion drift velocity	$\omega_r \simeq kc_s$	$k < k_e$	$T_i \ll T_e$, $c_s < v_{0c}$
Ion acoustic beam	beam-ion drift velocity	$\omega_r \simeq kc_s$	$k < k_e$	$T_i \ll T_e$, $T_b \leqslant T_i$
Electron acoustic	beam-core drift velocity	$\omega_r \simeq kc_{cool}$	$k_{hot} < k < k_{cool}$	$T_{cool} \ll T_{hot}$

电子温度各向异性和电子束流作为最为常见的太阳风电子非热平衡分布特征, 它们二者常常同时存在于太阳风环境中. 因此在研究太阳风中电子动力学不稳定性时, 同时考虑它们二者所带来的影响就显得十分必要. Saeed等[32]和Shaaban等[33–34]研究了电子温度各向异性和电子束流共同作用下所产生的电子流动力学不稳定性, 发现两种自由能条件的叠加, 会使电子温度各向异性不稳定性和电子束流不稳定性的激发阈值和波动性质受到较大的影响.

但是上述研究存在一定的局限性: 第一, 讨论的情况比较单一, 均是研究的平行传播的情况, 对斜传播情况研究较少; 第二, 缺少对于所激发等离子体波动电磁极化信息的研究, 这导致在实际观测中辨认波动存在一定的困难; 第三, 缺少对于等离子体波与太阳风粒子之间的波粒作用的分析, 这使得许多工作仅仅局限于参数研究, 少有对最根本物理机制的讨论, 很难解答等离子体波动是如何加热加速太阳风的.

由于太阳风始终处于一个动态、向外传播的过程中, 因此, 研究工作应该进一步结合不同径向距离上的参数进行开展. 前人工作常采用1 AU附近的太阳风参数, 无法清楚地说明太阳风传播过程中等离子体不稳定性的演化. 随着越来越多空间卫星的发射, 人类掌握了更多不同日心径向距离上的等离子体参数, 因此结合这些参数, 对于太阳风的等离子体特征进行探究, 尤其是近日太阳风和太阳大气中的等离子体波动, 是目前研究者们重点关注的一个课题.

为了回答以上问题, 我们的工作针对于太阳风中的电子动力学不稳定性进行了完整深入的研究, 同时考虑束流和温度各向异性条件, 给出了太阳风

电子动力学不稳定性的普适图像, 并深入探究这些等离子体的特征包括太阳风电子激发的波动模式、激发的波动与粒子之间波粒相互作用模式以及在不同方向和不同粒子之间的能量输运等, 为揭示太阳风中的等离子体过程提供了清晰的思路.

3 太阳风中电子温度各向异性和电子束流共同作用下的电子动力学不稳定性

太阳风中电子的温度分布一般呈现出各向异性的特征, 加之广泛存在的电子束流, 因此在研究中, 我们需要同时考虑这两种非热平衡分布条件, 以期更加全面地得到太阳风中电子动力学不稳定性的图像, 并对各种电子动力学不稳定性的激发机制和波粒相互作用进行深入的研究.

在此研究中, 我们采用了1 AU附近的太阳风参数, 考虑了由3个成分所组成的等离子体进行研究: 分别是质子成分"p", 背景电子成分"ec"以及电子束流成分"eb", 其中质子和束流电子均呈现温度各向同性, 而背景电子则是温度各向异性. 在这个参数的基础上, 我们采用等离子体动力论进行不稳定性的研究, 通过理论计算以及程序数值求解, 详细地研究太阳风中的各种电子动力学不稳定性及其相关特征, 包括不稳定性的生长率、实频以及电磁极化特征. 此外我们还发展了计算波动与粒子之间的能量传输率的方法, 通过计算各个粒子成分的扰动电流的方法, 来定量地得到不同成分粒子与波动之间的能量传输率, 从而更加有效地分析波动的激发机制以及对于背景粒子的加热机制[35].

图3和图4显示了在$(\beta_{\mathrm{ec}\parallel}, A_{\mathrm{ec}})$空间中电子动力学不稳定性分布, 此时我们采用的电子束流速度为$V_{\mathrm{eb}} = 30V_A$, 图中纵坐标$A_{\mathrm{ec}} = T_{\mathrm{e}\perp}/T_{\mathrm{e}\parallel}$, 横坐标是平行方向上背景电子的热压与磁压之比$\beta_{\mathrm{ec}\parallel}$. 通过对于图中各个区域的不稳定性进行波动特征的分析, 我们给出了详细的不稳定性种类. 图3呈现了$\theta = 0°$和$180°$传播的情况, 图中显示电子声、哨声、电磁电子回旋和平行电子火蛇管不稳定性均会被激发. 在$\beta_{\mathrm{ec}\parallel} \lesssim 0.05$区域, 电子声不稳定性在$\theta = 0°$时最强. 当$\beta_{\mathrm{ec}\parallel} \gtrsim 0.05$, 哨声热流、周期电子火蛇管以及电磁电子回旋不稳定性主导着不同的参数空间, 其中电磁电子回旋不稳定性处于$A_{\mathrm{ec}} > 1$区域, 周期电子火蛇管不稳定性处于$A_{\mathrm{ec}} < 1$区域, 哨声热流不稳定性在实线和点线之间的A_{ec}区域占据主导(图3 (a)).

图4给出了传播角为$\theta = 60°$和$89°$的情况, 在$\beta_{\mathrm{ec}\parallel} \lesssim 0.05$区域, $\theta = 60°$时出现电子磁声不稳定性, $\theta = 89°$时出现寻常模不稳定性. 而在$\beta_{\mathrm{ec}\parallel} \gtrsim 0.05$区域, $A_{\mathrm{ec}} > 1$时出现电子镜像不稳定性, $A_{\mathrm{ec}} < 1$时出现非周期电子火蛇管不稳定性. 在二者中间的中等$\beta_{\mathrm{ec}\parallel}$, 且$A_{\mathrm{ec}} < 1$区域, 分别会出现右旋偏振斜快磁声/哨声不稳定性($\theta = 60°$)和左旋偏振寻常模不稳定性($\theta = 89°$). 其中斜快磁声/哨声不稳定性呈现出谐波特征, 在波动频率接近整数倍ω_{cp}时, 会发生强烈的质子回旋共振阻尼, 从而加热背景质子.

除了针对于不稳定性生长率和电磁极化信息的分析, 我们还通过计算波动与粒子之间能量传输率的方法, 分析了各个不稳定性的激发机制. Zhao等人于2022年也利用类似的方法, 分析了太阳风中的阿尔文波与粒子之间的能量传输率, 以此为基础详细分析了阿尔文波的激发机制[36], 验证了该方法的准确性. 对于上述平行/反平行方向上的不稳定性, 我们发现对于电子束流哨声、电磁电子回旋以及周期电子火蛇管这3种不稳定性, 能量传输仅由垂直电场所贡献; 低$\beta_{\mathrm{ec}\parallel}$区域的电子声不稳定性与粒子之间的的能量传输仅由平行电场所支配. 电子束流哨声不稳定性的激发机制主要是束流电子回旋共振. 电磁电子回旋不稳定性的激发机制主要是核电子的回旋共振. 因此可以通过波动与不同粒子之间的能量传输率来对这两种不稳定性进行区分. 周期电子火蛇管不稳定性的能量是由温度各向异性核电子的平行电场贡献, 束流电子与不稳定性的关系较为复杂, 当β_{ec}较低、温度各向异性较弱时, 它会阻碍不稳定性的生长, 而在高β_{ec}、强温度各向异性区域则可以将一部分能量交给波动, 从而促进波动的激发. 在上述不稳定性激发的过程中质子起阻尼作用. 针对低β_{ec}区域的电子声不稳定性, 计算发现能量传输主要是由束流电子在平行电场作用下完成, 因此它的激发机制为束流电子的朗道共振.

我们也对斜方向上的电子不稳定性进行了分析, 当传播角倾斜于背景磁场时, 它们同时在平行和垂直方向上具有能量传输率, 这意味着有多种共振机制可以对不稳定性产生激发作用. 电子镜像不稳定性的主要激发源是各向异性核电子的$\omega_{\rm r} - k_{\|}V_{\rm ec0} = 0$的共振, $V_{\rm ec0}$为核电子的漂移速度. 周期电子火蛇管不稳定性的激发主要是由于各向异性的核电子在$\omega - k_{\|}V_{\rm ec0} - \omega_{\rm ce} = 0$和$\omega - k_{\|}V_{\rm ec0} + \omega_{\rm ce} = 0$时的波粒共振. 斜快磁声/哨声不稳定性主要由束流电子的共振所激发, 在斜传播快磁声波被激发时, 核电子和质子分别通过朗道共振和回旋共振吸收波动的能量. 而寻常模不稳定性主要在平行方向上与核电子进行能量传输, 这种不稳定性主要由核电子的朗道共振所激发, 束流电子的朗道共振则主要起阻尼作用.

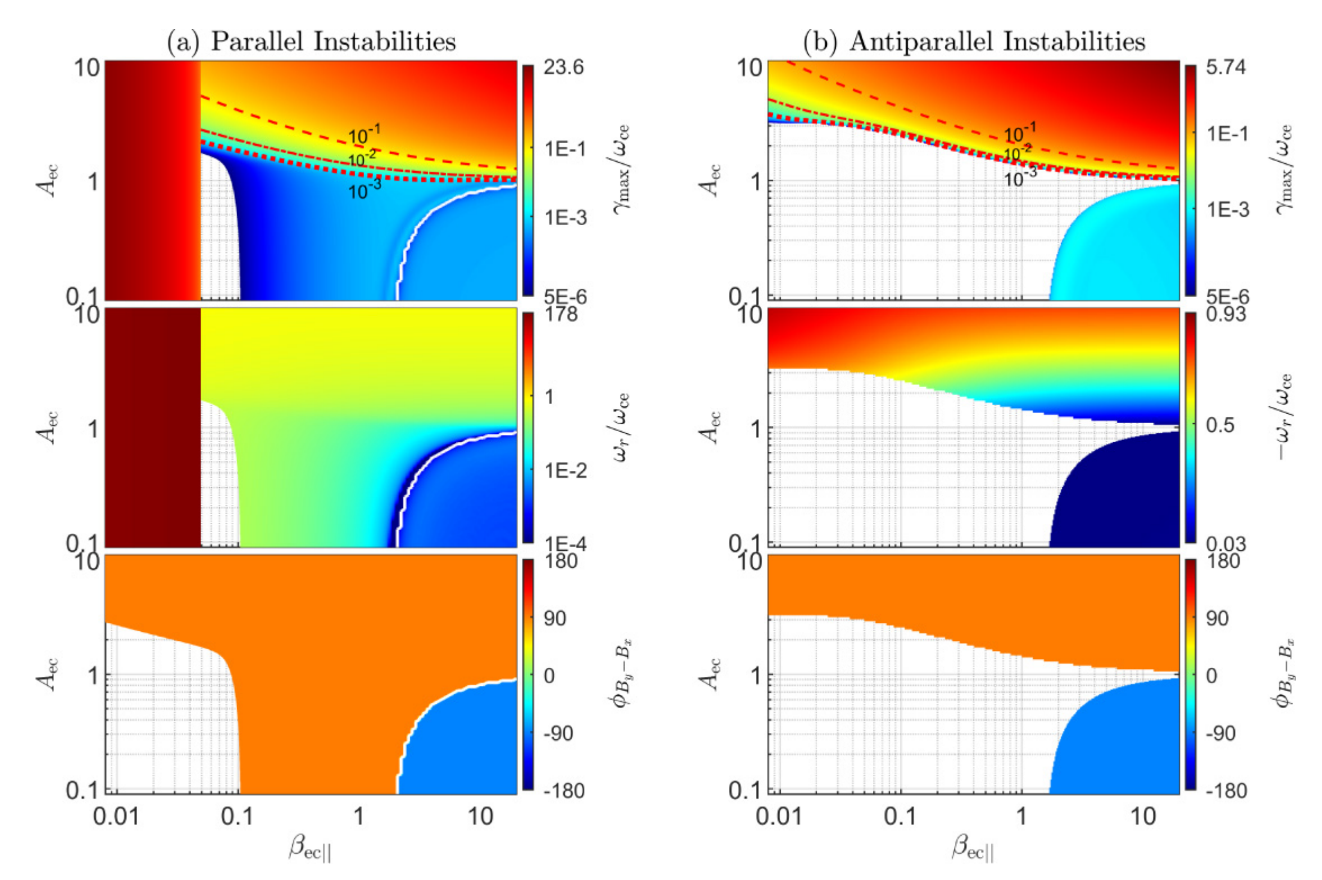


图 3 (a)列: 平行电子动力学不稳定性在($\beta_{\rm ec\|}, A_{\rm ec}$)参数空间的分布. (b)列: 反平行电子动力学不稳定性在($\beta_{\rm ec\|}, A_{\rm ec}$)参数空间的分布. 最大生长率: $\gamma_{\rm max}/\omega_{\rm ce}$ (第1行); 实频的大小: $|\omega_{\rm r}/\omega_{\rm ce}|$ (第2行); B_y与B_x的相位差: $\phi_{B_y-B_x} \equiv (\omega_{\rm r}/|\omega_{\rm r}|) \times \arg(B_y/B_x)$ (第3行), 其中B_y与B_x为垂直于背景磁场方向的两个扰动磁场. 图中的划线、点划线和点线分别代表$\gamma_{\rm max}/\omega_{\rm ce} = 10^{-1}$、$10^{-2}$和$10^{-3}$时的温度各向异性激发阈值. 左图白色实线代表周期电子火蛇管和哨声热流不稳定性之间的分界线.

Fig. 3 The ($\beta_{\rm ec\|}, A_{\rm ec}$) distributions of (column (a)) parallel and (column (b)) antiparallel electron instabilities. Maximal growth rate: $\gamma_{\rm max}/\omega_{\rm ce}$ (top row), the real frequency: $|\omega_{\rm r}/\omega_{\rm ce}|$ (middle row), and the phase difference between B_x and B_y: $\phi_{B_y-B_x} \equiv (\omega_{\rm r}/|\omega_{\rm r}|) \times \arg(B_y/B_x)$ (bottom row), B_y and B_x are disturbed magnetic field which perpendicular to the ambient magnetic field. The dashed, dash-dotted, and dotted lines represent the threshold value of excitation corresponding to $\gamma_{\rm max}/\omega_{\rm ce} = 10^{-1}$, 10^{-2} and 10^{-3}, respectively. The white solid lines in the left panels denote boundaries between the electron beam-driven whistler instability and the periodic electron firehose instability.

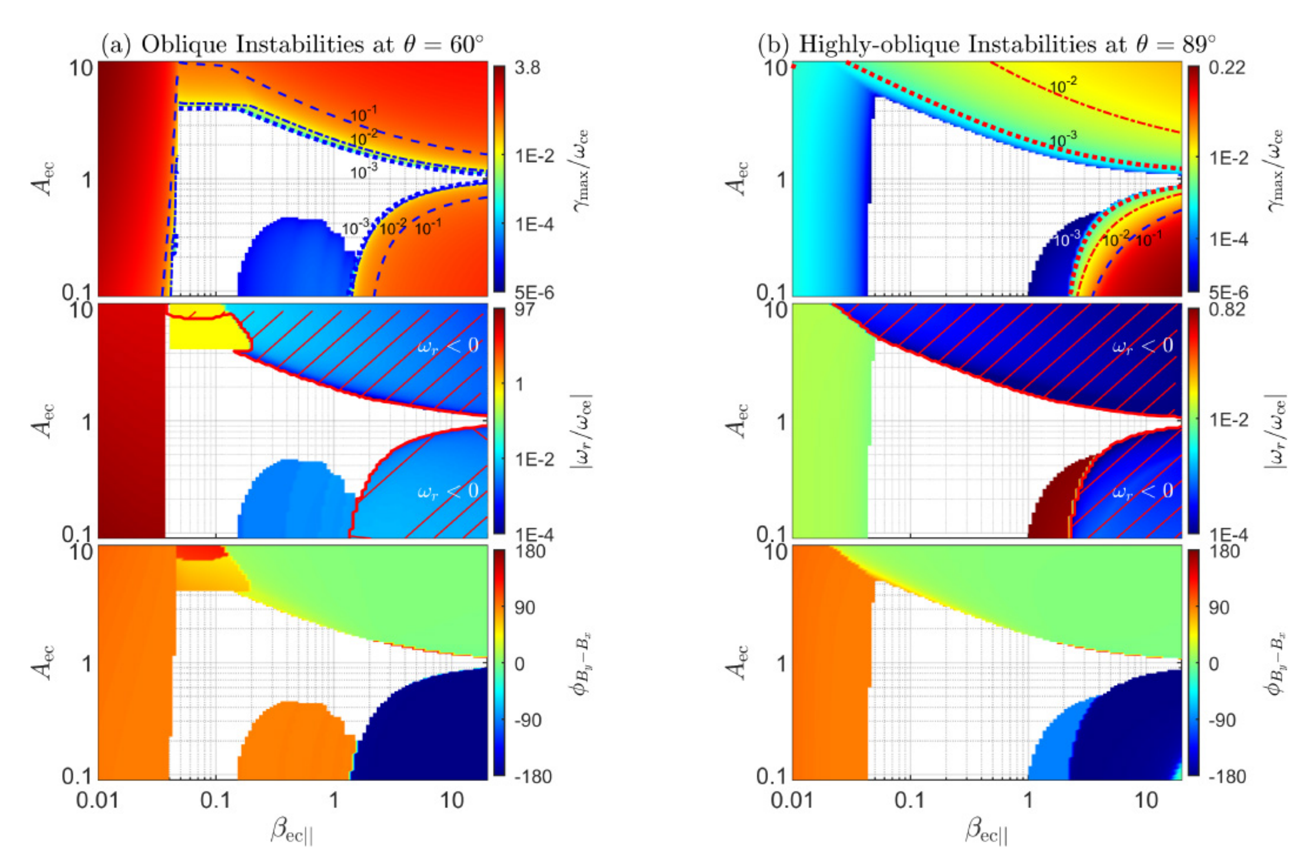


图 4 电子动力学不稳定性在$(\beta_{ec\|}, A_{ec})$参数空间的分布, (a)列: $\theta = 60°$, (b)列: $\theta = 89°$. γ_{max}/ω_{ce} (第1行); $|\omega_r/\omega_{ce}|$ (第2行); $\phi_{B_y-B_x} \equiv (\omega_r/|\omega_r|) \times \arg(B_y/B_x)$ (第3行). 图中的划线、点划线和点线分别代表$\gamma_{max}/\omega_{ce} = 10^{-1}$、$10^{-2}$和$10^{-3}$时的温度各向异性激发阈值.

Fig. 4 The $(\beta_{ec\|}, A_{ec})$ distributions of electron instabilities, column (a): $\theta = 60°$, and column (b): $\theta = 89°$. γ_{max}/ω_{ce} (top row), $|\omega_r/\omega_{ce}|$ (middle row), and $\phi_{B_y-B_x} \equiv (\omega_r/|\omega_r|) \times \arg(B_y/B_x)$ (bottom row). The dashed, dash-dotted, and dotted lines represent the threshold value of excitation corresponding to $\gamma_{max}/\omega_{ce} = 10^{-1}$, 10^{-2} and 10^{-3}, respectively.

我们研究发现, 对于平行传播的情况, 电子束流的引入会破坏原有温度各向异性不稳定性在正反传播方向上的对称性, 并且在低β_{ec}区域出现由电子声不稳定性所主导的区域, 在中等β_{ec}区域电子束流哨声不稳定性更强. 电子束流会增强平行方向而削弱反平行方向上的电磁电子回旋不稳定性; 周期电子火蛇管不稳定性在反平行方向上会被增强而在平行方向上被削弱. 当同时存在电子束流和温度各向异性条件的时候, 会激发低混杂热流不稳定性. 与平行方向上的哨声热流不稳定性相比, 该低混杂热流不稳定性的激发阈值更低, 这种不稳定性在前人的研究中极少提及, 并且它可以激发斜传播哨声波, 有可能是最近备受关注的束流电子散射现象的重要诱因[37]. 在之后的内容中, 我们会详细介绍这种不稳定性的激发区域以及波粒相互作用机制.

4 内日球层中的电子热流不稳定性的径向演化

近些年来, 斜传播哨声波受到了许多研究者的关注, 其原因在于斜传播哨声波可能对太阳风中束流电子的散射有重要的作用. Maksimovic等人观测发现了太阳风中电子各个成分比例的径向变化, 如图5[38]所示, 在太阳风向外传播的过程中, 太阳风中的束流电子占比逐渐减少, 而晕电子占比逐渐增

加, 但两者的总和占所有电子的比例基本不变. 因此研究人员猜测存在着某种物理过程使得束流电子被散射为晕电子, 从而抑制束流电子的漂移速度, 并且使束流电子散射到更广的范围内.

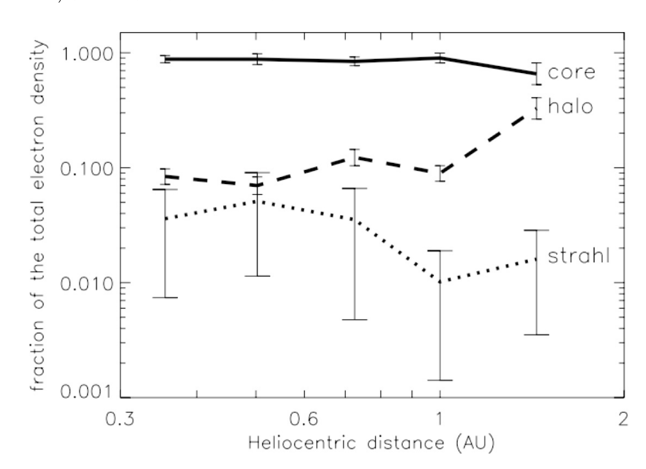


图 5 太阳风中各电子成分的相对数密度的径向演化. 核电子(实线)、晕电子(划线)、束流电子(点线)[38].

Fig. 5 Radial variations of the electron relative number density in the solar wind. The solid line represents core electrons, the dashed line represents halo electrons, and dotted line represents strahl electrons[38].

Gary等人于1994年提出平行传播哨声波可能是导致高速电子束流被调制的原因, 这个想法在较长的一段时间内被研究者所认同[39]. 高速的电子束流可以激发平行传播的哨声波, 这种不稳定性被称之为哨声热流不稳定性. 但是Gary等人所研究的主要是高电子β环境(即日心距离在1–5 AU)中的哨声热流不稳定性, 对于低$\beta_{\rm e}$环境(内日球层, 日心距离小于1 AU)的讨论较少, 而观测资料表明束流电子在1 AU内相对数密度下降最为迅速[39]. Tong等人于2018年的研究中, 将电子分为核、晕和束流3个成分进行研究[40]. 通过线性理论计算, 发现在低电子β环境中, 阿尔文热流不稳定性所激发的阿尔文波会更有效地限制电子束流, 这些阿尔文波主要在大角度进行传播, 具有动力学阿尔文波的特征. Kuzichev等人于2019年采用理论与模拟结合的方法, 提出相较于平行传播的哨声波, 斜传播哨声波可以更有效地散射束流电子以及调制电子热流[41]. Verscharen等人详细地分析了斜哨声波与束流电子之间的波粒相互作用, 并且通过粒子模拟进行了进一步的验证, 研究发现由高速电子束流所激发的斜传播哨声波可以有效地将束流电子散射为晕电子[37]. 然而上述工作均忽视了太阳风在向外传播的过程中等离子体参数的变化. 在不同的日心径向距离上, 太阳风等离子体的背景磁场、粒子数密度、温度, 太阳风速度均有所不同. 不同的等离子体参数会使不同的等离子体不稳定性被激发. 因此笼统地将太阳风中电子热流的调制和晕电子的散射归因于某一种不稳定性较为片面.

为了更加清楚地解释晕电子散射成为束流电子的物理过程, 不同径向距离上的电子等离子体不稳定性均需要进行深入研究, 前人的研究主要集中于1 AU附近太阳风中的不稳定性. 然而在实际太阳风环境中, 等离子体参数会随着与太阳之间的径向距离的变化而变化. 针对于这一特点, 我们采用了内日球层磁场和等离子体参数的径向分布模型来研究电子热流不稳定性在太阳风中的分布与演化, 从而给出完整的太阳风中电子束流不稳定性图像. 根据前人的观测数据[42], 我们对太阳风中等离子体和磁场参数进行了拟合, 在从太阳表面到1 AU距离的范围内, 我们所采用的参数如下: 总电子数密度与径向距离的关系为

$$n_{\rm e}=n_{r_0}\times\exp\left(\frac{3.67R_{\rm S}}{r}\right)\left(\frac{R_{\rm S}^2}{r^2}+\frac{4.9R_{\rm S}^3}{r^3}+\frac{7.6R_{\rm S}^4}{r^4}+\frac{6.0R_{\rm S}^5}{r^5}\right),$$

其中$n_{\rm e}=n_{\rm ec}+n_{\rm eb}$和$n_{r_0}=3.26\times10^5\ {\rm cm^{-3}}$, $R_{\rm S}$为太阳半径. n_{r_0}为太阳表面附近的典型粒子数密度. 质子温度与径向距离的关系为

$$T_{\rm p}=\frac{T_{r_0}R_{\rm S}^{0.6}}{r^{0.6}},$$

其中$T_{r_0}=226.4\ {\rm eV}$, 是太阳表面附近的典型粒子温度. 磁场强度与径向距离的关系为

$$B_0=B_{r_0}\times\frac{215R_{\rm S}}{r}\sqrt{\left(\frac{215R_{\rm S}}{r}\right)^2+\left(\frac{405}{V_{\rm sw}}\right)^2},$$

其中$B_{r0}=4\ {\rm nT}$, 是太阳表面附近的典型磁感应强度. 太阳风速度的径向分布为

$$V_{\rm sw}=V_{r_0}\sqrt{1-\exp\left[-\left(\frac{r}{R_{\rm S}}-2.8\right)/25\right]},$$

其中$V_{r_0} = 430$ km/s, 是太阳表面附近的典型太阳风速度. 在此参数基础上, 我们通过数值计算的方法, 详细计算了日地空间内太阳风电子热流不稳定性的分布[43].

图6呈现了电子热流不稳定性在内日球层中的径向分布, $V_{\rm eb}$为电子热流漂移速度. 子图(a)–(d)分别代表生长率γ、实频$\omega_{\rm r}$、传播角θ以及E_y和E_x之比的幅角$\arg(E_y/E_x)$. 图中出现了电子声热流、低混杂热流、斜阿尔文热流和平行哨声热流不稳定性, 在图中的激发区域分别用“I”、“II”、“III”和“IV”标注. 这4种不稳定性有着各自主导的参数空间. 电子声热流不稳定性在高$V_{\rm eb}$区域($\gtrsim 1-2V_{\rm Ae}$, $V_{\rm Ae}$为电子阿尔文速度)区域最强, 激发平行传播的高频电子声波, 与López等人在2020年的研究结果一致[44]. 低混杂热流不稳定性在$r \lesssim 30R_{\rm S}$和$V_{\rm eb} \sim 0.5$–$1V_{\rm Ae}$的区域占据主导, 它可以激发斜传播的低混杂波, 并且这种波动会体现出谐频的特征; 在$r \lesssim 13R_{\rm S}$和$V_{\rm eb} \sim 0.4$–$0.6V_{\rm Ae}$的区域, 斜阿尔文热流不稳定性占据主导, 准垂直传播的动力学阿尔文波会被激发. 在$r \gtrsim 10R_{\rm S}$和$V_{\rm eb} \sim 0.3$–$2V_{\rm Ae}$的区域平行哨声热流不稳定性占据主导, 它会激发平行传播的哨声波, 这种不稳定性常常被认为是调制太阳风电子束流的主力. 图6显示: $\theta = 0°$时, 电子声热流不稳定性和平行哨声热流不稳定性生长率最大; $\theta \sim 87°$时低混杂热流不稳定性最强; 而斜阿尔文热流不稳定性在$\theta \sim 74°$具有最大的生长率.

图 6　电子热流不稳定性在1 AU以内的径向分布: (a)生长率γ; (b)实频$\omega_{\rm r}$; (c)传播角θ; (d)两个垂直扰动电场之间的幅角$\arg(E_y/E_x)$. 图中蓝色点线、红色点线、绿色点线、粉色点线分别代表电子静电热流不稳定性“I” (EA-HFI)、低混杂热流不稳定性“II” (LH-HFI)、斜阿尔文热流不稳定性“III” (OA-HFI)和平行哨声热流不稳定性“IV” (PW-HFI).

Fig. 6　The radial distribution of electron heat flux instabilities within 1 AU: (a) The growth rate γ; (b) The real wave frequency $\omega_{\rm r}$; (c) The wave normal angle θ; (d) The argument of the ratio between two perpendicular electric field $\arg(E_y/E_x)$. The blue, red, green, and magenta dotted curves denote boundaries of the electron acoustic heat flux instability “I” (EA-HFI), the lower-hybrid heat flux instability “II” (LH-HFI), the oblique Alfvén heat flux instability “III” (OA-HFI), and the parallel whistler heat flux instability “IV” (PW-HFI), respectively.

上述的多种电子热流不稳定性均可以对电子热流进行调制, 但是它们所作用的参数空间有所差别. 当太阳风向外传播时. 在我们的研究中可以较为明显地发现, 在太阳风向外传播的过程中, 多种电子束流所引发的不稳定性都可以对电子束流进行调制, 但是它们所主导的参数空间有所不同. 对于高速电子束流, 在整个内日球层中, 都是由静电模式的电子声不稳定性对其进行调制. 在距离太阳较近的太阳大气范围内, 斜阿尔文热流不稳定性会调制速度较低的电子束流, 这与文献[45]中的结果相近. 而对于在0–30个太阳半径范围内的中等速度的电子束流, 低混杂不稳定性会以激发低混杂波的形式对其进行调制. 而低混杂波在大角度传播时, 色散关系与斜哨声波是相同的, 因此也验证了关于斜传播哨声波对于电子热流调制的理论研究.

除了对于不稳定性分布的研究, 我们还通过计算波动与粒子之间的能量传输率, 详细地分析了各种不稳定性的激发机制, 并研究了各种粒子在波动激发的时候所扮演的角色. 图7给出了太阳风中电子热流不稳定性和各种粒子之间的能量传输率的径向分布, 图中蓝色区域表示能量从粒子流向波动, 红色区域表示能量从波动流向粒子. 电子声热流不稳定性激发时, 电子束流的自由能传输给波动, 同时核电子从波动中获得能量, 在平行方向上, 能量从电子束流传输到不稳定波, 不稳定波被激发之后又将能量传输给核电子. 所以电子热流在高速时会被电子声波所调制使其降速, 一部分能量变为等离子体扰动, 另一部分能量则输运给了核电子, 从而加热背景电子. 对于平行哨声热流不稳定性, 能量仅在垂直方向上传播, 说明平行传播哨声波是由束流电子的电子回旋共振所激发, 由电子热流传递给哨声波, 而哨声波又将能量传递给核电子. 对于低混杂热流不稳定性, 它的激发主要由垂直扰动电场与共振束流电子作用导致, 波动与束流电子可以发生$n = 1$的反常回旋共振, 这种共振机制不仅可以降低束流电子的漂移速度, 并且可以对高速电子束流进行散射, 使其变为趋于各向同性的晕电子[37]. 此外, 由于低混杂波会在$n\omega_{\rm cp}$附近受到强烈的质子回旋共振阻尼, 因此这种波动也会对背景质子的加热产生较大的作用. 在斜阿尔文热流不稳定性中, 在平行方向上核电子将能量传输给斜阿尔文波, 而斜阿尔文波的大部分能量会传输给质子和电子束流成分.

通过对以上电子热流不稳定性激发机制的分析, 我们发现有多种不稳定性均可在太阳风中对电子束流进行调制, 然而低混杂不稳定性所激发的低混杂/斜哨声波有着更多的作用, 低混杂/斜哨声波可以有效散射高速束流电子, 也就是电子中的束流成分, 所以目前急需在空间观测中对其进行验证. 但是电子束流成分占比会随着日心距离的增大而减小, 在距太阳较远的距离上无法很好地探测到束流电子, 因此验证斜哨声波与束流电子之间的关系较为困难. 早期的空间探测卫星由于技术限制, 导致数据测量精度不高, 并且由于耐热性能不足, 无法深入到0.3 AU以内的日地空间中(此前轨道距离太阳最近的卫星, 如Helios卫星, 轨道最低为0.3 AU左右). 然而, 于2018年发射升空的帕克太阳探针(Parker Solar Probe, PSP)空间卫星可以让人类第1次探测到0.3 AU范围以内的太阳风. 它是第1颗可以对日冕大气进行直接探测的人类飞行器, 其飞行轨道距离太阳最近的位置仅有10个太阳半径. 截止到2021年底, PSP卫星已经完成了10次近日点穿越, 并将于2024年底达到10个太阳半径的最低轨道近日点. 已有多个工作研究发现在近日太阳风环境中, 存在着大量的等离子体波动[46–47], 这些观测到的波动急需等离子体理论去解释它们的起源. 未来的工作中, 我们将会以理论预测为基础, 结合PSP卫星观测数据, 对内日球层中的等离子体波动(特别是斜哨声波)进行进一步研究.

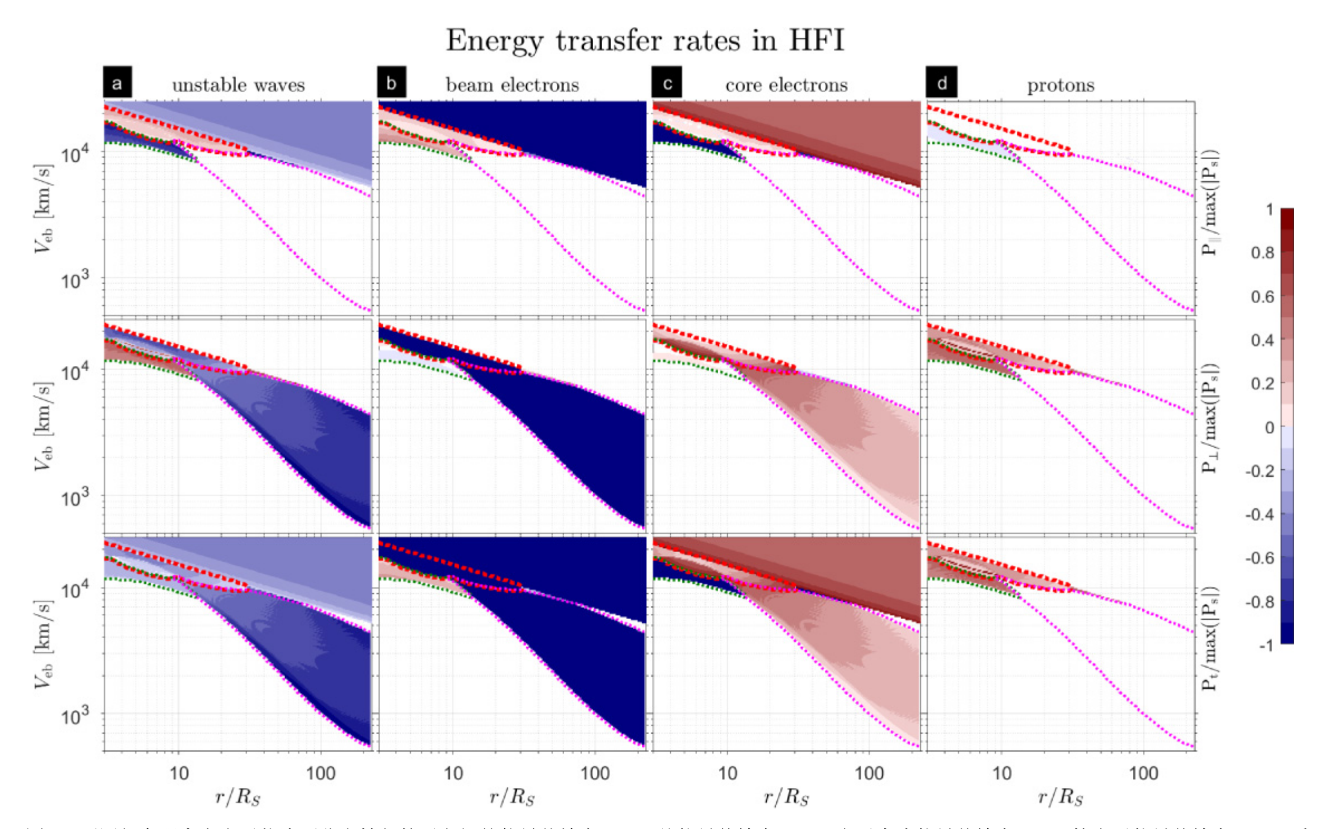


图 7 不同径向距离上电子热流不稳定性与粒子之间的能量传输率. (a): 总能量传输率; (b): 电子束流能量传输率; (c): 核电子能量传输率; (d): 质子能量传输率. 从上到下第1–3行分别代表平行方向能量传输率、垂直方向能量传输率和总能量传输率. 图中红、绿、粉色点线分别给出了LH-HFI、OA-HFI和PW-HFI 的激发范围.

Fig. 7 The radial distribution of energy transfer rates in the inner heliosphere. Column (a): the total energy transfer rate; Column (b) the energy transfer rate of beam electrons; Column (c) the energy transfer rate of core electrons; Column (d) the energy transfer rate of protons. Top, middle and bottom rows denote the parallel, perpendicular, and total energy transfer rate, respectively. The red, green, and magenta dotted curves denote boundaries of LH-HFI, OA-HFI, and PW-HFI, respectively.

5 总结

本文中我们系统地介绍了太阳风中常见的电子动力学不稳定性, 这些电子动力学不稳定性对于太阳风中电子速度分布函数的演化有着极为重要的作用. 电子的非热平衡分布激发了等离子体波动, 等离子体波动反过来又可以调制电子的速度分布函数以及与其他粒子进行能量交换, 间接地实现高能电子与其他背景粒子之间的能量传输. 基于前人工作, 我们考虑了更加符合实际情况的参数条件, 更加完整地研究了太阳风中电子动力学不稳定性. 由于静电不稳定性已在表1中总结, 我们将太阳风中常见的电子电磁不稳定性总结在表2中.

在前人研究的基础上, 我们进一步研究了太阳风中同时存在电子温度各向异性和束流情况下的电子动力学不稳定性. 并且参考实际观测参数, 在不同的日心距离上研究了电子动力学不稳定性, 完整地给出了在太阳风演化过程中, 各种不稳定性所扮演的角色. 我们的研究发现: (1)平行电磁电子回旋不稳定性和反平行周期电子火蛇管不稳定性的生长率会被电子束流增强, 而反平行电磁电子回旋不稳定性和平行周期电子火蛇管不稳定性的生长率会被削弱; (2)在斜传播的情况下, 会出现一种新的斜快磁声/哨声不稳定性, 与低混杂热流不稳定性同属一支色散关系, 激发斜传播快磁声/哨声波, 这种波动在n倍质子回旋频率附近会被强烈的质子

回旋共振所阻尼, 从而实现高能电子与背景质子之间的能量交换; (3)揭示了太阳风中电子热流不稳定性在不同径向距离上的分布. 电子声不稳定性会在所有的径向距离上对电子热流产生限制. 前人所重点关注的平行哨声热流不稳定性, 在较大的日心距离上($r \gtrsim 10R_{\rm S}$), 对低速电子束流有着调制作用. 而低混杂热流不稳定性和斜阿尔文热流不稳定性则在离太阳较近的距离上($r \lesssim 30R_{\rm S}$)对电子热流有着调制作用. 此外, 根据我们对于波动与粒子之间的能量交换率的分析, 低混杂热流不稳定性由于可以激发低混杂波, 在大传播角的情况下与斜哨声波同属一支波动, 因此它可以散射太阳风中的高速束流电子, 这对于解释太阳风中电子分布的相关现象有着极为重要的作用.

表 2 太阳风中常见电子电磁不稳定性[16, 21, 23–25, 43]

Table 2 Electron electromagnetic instabilities in the solar wind[16, 21, 23–25, 43]

Name	Source	Frequency	Wave Vector	Direction
Whistler	$T_{\rm e\perp} > T_{\rm e\parallel}$	$\omega_{\rm cp} < \omega_{\rm r} < \lvert\omega_{\rm ce}\rvert$	$k \sim k_{\rm e}$	parallel propagation
Electron mirror	$T_{\rm e\perp} > T_{\rm e\parallel}$	$\omega_{\rm r} \simeq 0$	$k \ll k_{\rm e}$	oblique propagation
Periodic electron firehose	$T_{\rm e\parallel} > T_{\rm e\perp}$	$\omega_{\rm r} \ll \omega_{\rm ce}$	$k \ll k_{\rm e}$	parallel propagation
Aperiodic electron firehose	$T_{\rm e\parallel} > T_{\rm e\perp}$	$\omega_{\rm r} \simeq 0$	$k < k_{\rm e}$	oblique propagation
Ordinary mode	$T_{\rm e\parallel} > T_{\rm e\perp}$	$\omega_{\rm r} \simeq \omega_{\rm ce}$	$k \sim 2k_{\rm e}$	perpendicular propagation
Whistler heat flux	beam-core drift velocity	$\omega_{\rm cp} < \omega_{\rm r} < \lvert\omega_{\rm ce}\rvert$	$k \sim k_{\rm e}$	parallel propagation
Oblique Alfvén heat flux	core-ion drift velocity	$\omega_{\rm r} \simeq \omega_{\rm cp}$	$k \sim k_{\rm p}$	oblique propagation
Lower-hybrid heat flux	beam-core drift velocity	$\omega_{\rm r} \simeq n\omega_{\rm cp}$	$k \sim 0.2k_{\rm e}$	quasi-perpendicular propagation

参 考 文 献

[1] Landi S, Pantellini F. A&A, 2003, 400: 769
[2] Parker E N. ApJ, 1958, 128: 664
[3] Cranmer S R, Schiff A J. JGRA, 2021, 126: e2021JA029666
[4] Hollweg J V. JGR, 1974, 79: 3845
[5] Cranmer S R, Matthaeus W H, Breech B A, et al. ApJ, 2009, 702: 1604
[6] Feldman W C, Asbridge J R, Bame S J, et al. JGR, 1975, 80: 4181
[7] Gosling J T, Skoug R M, Feldman W C. GeoRL, 2001, 28: 4155
[8] Halekas J S, Whittlesey P, Larson D E, et al. ApJS, 2020, 246: 22
[9] Maksimovic M, Gary S P, Skoug R M. JGRA, 2000, 105: 18337
[10] Pilipp W G, Miggenrieder H, Montgomery M D, et al. JGRA, 1987, 92: 1075
[11] Štverák Š, Maksimovic M, Trávníček P M, et al. JGRA, 2009, 114: A05104
[12] Štverák Š, Trávníček P, Maksimovic M, et al. JGRA, 2008, 113: A03103
[13] Berčič L, Maksimović M, Landi S, et al. MNRAS, 2019, 486: 3404
[14] Verscharen D, Chandran B D G, Boella E, et al. FrASS, 2022, 9: 951628
[15] Kennel C F, Petschek H E. JGR, 1966, 71: 1
[16] Gary S P. Theory of Space Plasma Microinstabilities. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1993: 193
[17] Gary S P, Liu K J, Denton R E, et al. JGRA, 2012, 117: A07203
[18] Lazar M, Yoon P H, López R A, et al. JGRA, 2018, 123: 6
[19] Zhao J S, Wang T Y, Shi C, et al. ApJ, 2019, 883: 185
[20] Basu B, Coppi B. PhFl, 1984, 27: 1187
[21] Pokhotelov O A, Treumann R A, Sagdeev R Z, et al. JGRA, 2002, 107: 1312
[22] Gary S P, Karimabadi H. JGRA, 2006, 111: A11224
[23] Hollweg J V, Völk H J. JGR, 1970, 75: 5297
[24] Paesold G, Benz A O. A&A, 1999, 351: 741
[25] Davidson R C, Wu C S. PhFl, 1970, 13: 1407
[26] Adrian M L, Viñas A F, Moya P S, et al. ApJ, 2016, 833: 49
[27] Gary S P. JGRA, 1985, 90: 8213
[28] Gary S P. JGRA, 1985, 90: 10815
[29] Lu Q M, Wang S, Dou X K. PhPl, 2005, 12: 072903

[30] Sentman D D, Thomsen M F, Gary S P, et al. JGRA, 1983, 88: 2048
[31] Shi C, Zhao J S, Sun H Y, et al. ApJ, 2020, 902: 151
[32] Saeed S, Yoon P H, Sarfraz M, et al. MNRAS, 2017, 466: 4928
[33] Shaaban S M, Lazar M, Yoon P H, et al. PhPl, 2018, 25: 082105
[34] Shaaban S M, Lazar M, Yoon P H, et al. A&A, 2019, 627: A76
[35] Sun H Y, Zhao J S, Liu W, et al. ApJ, 2020, 902: 59
[36] Zhao J S, Lee L, Xie H S, et al. ApJ, 2022, 930: 95
[37] Verscharen D, Chandran B D G, Jeong S Y, et al. ApJ, 2019, 886: 136
[38] Maksimovic M, Zouganelis I, Chaufray J Y, et al. JGRA, 2005, 110: A09104
[39] Gary S P, Scime E E, Phillips J L, et al. JGRA, 1994, 99: 23391
[40] Tong Y G, Bale S D, Salem C, et al. arXiv:1801.07694
[41] Kuzichev I V, Vasko I Y, Rualdo Soto-Chavez A, et al. ApJ, 2019, 882: 81
[42] Bale S D, Goetz K, Harvey P R, et al. SSRv, 2016, 204: 49
[43] Sun H Y, Zhao J S, Liu W, et al. ApJ, 2021, 916: L4
[44] López R A, Lazar M, Shaaban S M, et al. ApJ, 2020, 900: L25
[45] Tong Y G, Vasko I Y, Pulupa M, et al. ApJ, 2019, 870: L6
[46] Ma J Q, Gao X L, Yang Z W, et al. ApJ, 2021, 918: 26
[47] Zhao J S, Malaspina D M, de Wit T D, et al. ApJ, 2022, 938: L21

Electron Kinetic Instabilities in the Solar Wind

SUN He-yu
(College of Science, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065)

Abstract Electron as one component of the solar wind, can influence the solar wind through several mechanisms. The electrons in the solar wind usually exhibit two features in the non-thermal equilibrium distribution: temperature anisotropy and electron beam. Such a non-thermal equilibrium distribution can excite electron instabilities and generate plasma waves through wave-particle interaction. The generated waves can regulate solar wind particle distribution in turn, resulting the heating of background particles in the solar wind. Thus electron kinetic instabilities play an important role in the evolution of solar wind. This manuscript will introduce the electron kinetic instabilities in the solar wind. Based on the plasma kinetic theory, we will discuss the instabilities which emerge during the solar wind propagating process, especially the electron acoustic heat flux instability and lower hybrid heat flux instability in the solar atmosphere and the inner heliosphere. In addition, we analyze wave-particle interaction mechanism of these instabilities, in order to make a profound study of the evolution of the electron distribution function in the solar wind propagating process.

Key words solar wind, magnetic field, plasma instability, whistler wave